

Producción de elementos fotónicos mediante escritura directa con pulsos láser ultracortos

Direct writing photonic devices production by ultrashort laser pulses



Alumno: Jesús del Hoyo Muñoz.
Jhoyo@io.cfmac.csic.es

Co-directores: Prof. Fco. Javier Solís Céspedes (Instituto de Óptica, CSIC)
j.solis@io.cfmac.csic.es
Dr. Alexandro Ruiz de la Cruz (Instituto de Óptica, CSIC).
alex.ruizx@gmail.com

Tutor: Dr. Gemma Piquero Sanz (Grupo de Óptica Física y Haces Láser).
piquero@fis.ucm.es

Producción de elementos fotónicos mediante escritura directa con pulsos láser ultracortos

En este trabajo se profundiza en diferentes aspectos del procesado de elementos fotónicos en dieléctricos mediante pulsos láser ultracortos a baja y alta frecuencia de repetición. En el primer caso, se ha desarrollado una herramienta de modelización para evaluar el perfil de depósito de energía de un haz durante su propagación no-lineal en el seno del material. En el segundo caso, se han producido guías de onda activas de altas prestaciones a alta frecuencia de repetición en vidrios de fosfato.

Guías de onda – pulsos láser ultracortos – propagación no lineal – aberraciones ópticas

This work explores different aspects of the processing of photonic elements in dielectrics using ultrashort laser pulses at low and high repetition rate. In the first case, it has been developed a modeling tool capable of evaluate the energy deposition profile inside non-linear materials. In the second case, high performance active waveguides have been produced inside phosphate glasses.

Waveguides – ultrashort laser pulses – non-linear propagation – optical aberrations

Índice

1.	Introducción	4
A.	Mecanismos de procesado no lineal en materiales dieléctricos	4
B.	Procesado de guías de onda bajo superficie y parámetros de de las guías	5
C.	Problemas asociados a la escritura directa de guías de onda	7
D.	Estrategias para optimizar el proceso de escritura	8
2.	Objetivos y metodología del proyecto	10
3.	Generación de un modelo de simulación de propagación no lineal	11

A.	Descripción del experimento de irradiación simulado.....	12
B.	Propagación lineal	13
C.	Propagación no lineal	14
D.	Resultados	15
a.	Propagador lineal	15
b.	Propagador no lineal	19
4.	Escritura de guías de onda	21
A.	Montaje experimental.....	21
B.	Resultados	25
5.	Conclusiones globales	27
6.	Agradecimientos	28
7.	Bibliografía	28

1. Introducción

A. Mecanismos de procesamiento no lineal en materiales dieléctricos

El procesamiento no lineal de materiales dieléctricos es una técnica novedosa y versátil para la producción de elementos fotónicos integrados en guía de onda tanto pasivos (divisores de potencia, acopladores direccionales, interferómetros, etc.) como activos (amplificadores y láseres integrados, guías no-lineales, etc.) [1], [2], [3].

El mecanismo que permite la producción de estos elementos por escritura directa con láseres de pulsos ultracortos es la absorción no lineal [1], [2]. En el proceso, en un sólido, un electrón de la banda de valencia pasa a la banda de conducción absorbiendo simultáneamente más de un fotón. La probabilidad de absorción no-lineal escala con I^n , siendo I la intensidad del haz y n el número de fotones absorbidos en el proceso. Sin embargo, la constante de proporcionalidad es muy baja (más baja cuanto mayor es n), de manera que este proceso únicamente tiene una probabilidad apreciable cuando se irradia el material con un haz de muy alta intensidad. Esto se consigue enfocando en el material haces pulsados con una duración de pulso extremadamente corta (en el régimen de pico- femto-segundos).

Si el haz láser se enfoca en el seno del material, la probabilidad de absorción no lineal puede llegar a ser apreciable solo en la región focal, en la que el material es ionizado por absorción multifotónica. Los electrones ionizados (en la banda de valencia, son cuasi-libres) pueden a su vez ser excitados por absorción lineal, mucho más probable que la absorción no lineal. Estos electrones pueden entonces adquirir suficiente energía como para excitar otros electrones ligados por impacto. Como consecuencia, el número de electrones libres crece exponencialmente, dando lugar al proceso denominado de ionización por avalancha. Si la densidad de electrones ionizados llega a ser suficientemente grande ($\approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ a 800 nm) el plasma de electrones puede llegar a absorber muy eficientemente la energía del pulso de irradiación, en lo que se conoce como proceso de ruptura dieléctrica del medio.

Posteriormente, los electrones del plasma transfieren su energía a la red iónica del material, calentándolo. El resultado final es la modificación estructural del material en la región focal. El proceso de transferencia de energía de los electrones a la red ocurre típicamente en la escala de decenas de picosegundos, por lo que la si duración del pulso láser

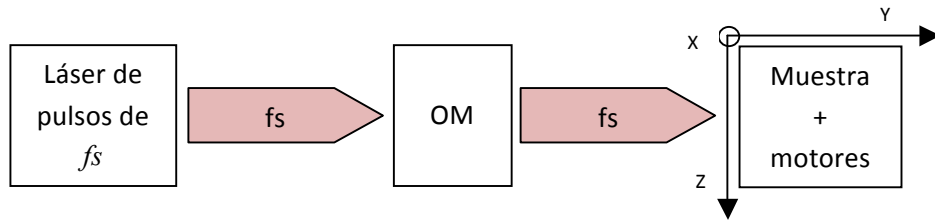


Figura 1: Esquema del montaje de escritura directa de guías. OM es un objetivo de microscopio, una lente, o cualquier sistema que se utilice para enfocar el haz dentro de la muestra.

es inferior, la energía se deposita por completo en el material antes de que exista disipación [4]. A la hora de considerar las aplicaciones del procesamiento no-lineal de materiales, debe considerarse que la aparición de efectos de avalancha de carga se considera normalmente como un proceso no deseable dado que deposita energía (por difusión de portadores y colisiones) en zonas alejadas de aquella en la que depositamos la energía con el láser y que es donde deseamos producir la transformación estructural del material.

El resultado del depósito de energía en el material depende de los parámetros de irradiación y puede, en particular, modificar sus propiedades ópticas localmente. Si se irradia en la superficie con suficiente energía, el material sufre ablación, dando lugar a la extracción de material. Cuando se enfoca el haz bajo la superficie pueden producirse cambios locales de índice de refracción (por ejemplo aumento) que permiten, desplazando el material respecto a la posición del foco, escribir de forma directa guías de onda y otros elementos fotónicos, tanto pasivos como activos [2].

B. Procesado de guías de onda bajo superficie y parámetros de de las guías

En este trabajo, se considerará el procesamiento de guías de onda en dieléctricos mediante el sistema de escritura directo mostrado esquemáticamente en la Figura1. En el mismo, un láser de pulsos ultracortos (de alta o baja frecuencia de repetición, típicamente en régimen de kHz o de MHz) es enfocado en el seno de un material transparente a su longitud de onda. Si como consecuencia de la irradiación se modifica de forma positiva su índice de refracción localmente y se desplaza la muestra (la posición del foco cambia) pueden crearse guías de onda en conformación bi- o tri-dimentional.

Veamos el ejemplo de una guía de ondas recta. El material dieléctrico, en este caso, se mueve siguiendo una trayectoria rectilínea (por ejemplo a lo largo del eje Z de la figura), de

manera que, a medida que la muestra se desplaza, el foco del haz entra por un extremo de la muestra, se mueve dentro del material, y sale por el opuesto. La modificación de índice de refracción generada tendrá la forma de un “tubo” cuya sección transversal coincide aproximadamente con la de la sección del volumen focal en el plano XY. Usando, por ejemplo, un haz elíptico [2], [3] en la escritura, puede conseguirse que la sección de la zona trasformada sea aproximadamente circular. Si la modificación del material involucra un aumento de índice, la región trasformada se comportará como una guía de ondas. Si el contraste de índice es negativo, pueden generarse varias estructuras encerrando una zona que localmente tendría un contraste de índice positivo con lo que el efecto de guiado se conseguiría de forma similar (“guía de índice deprimido”) [5].

Se puede dar una estimación de la modificación de índice de refracción generada al escribir la guía, a partir de su apertura numérica (AN). La misma puede determinarse midiendo la distribución de intensidades de luz guiada en campo lejano [6]. Suponiendo que la modificación Δn sea de tipo escalón, y que sea mucho menor que uno:

$$\Delta n = \frac{NA^2}{2n} \quad (1)$$

En principio, al procesar las guías de onda, en la mayor parte de los casos, lo que se busca es conseguir que al acoplarles luz mediante una fibra óptica, éstas sean capaces de propagarla con las menores pérdidas posibles. Las pérdidas totales se calculan como:

$$L_{total} = -10 \log \frac{P_T}{P_I} = L_{Fresnel} + L_{acop} + L_{prop} \quad (2)$$

Siendo P_I y P_T la potencia del haz incidente (el haz que se acopla en la guía) y la potencia del haz transmitido respectivamente. Estas pérdidas son originadas por tres contribuciones principales. En primer lugar tenemos las pérdidas debido a la reflexión del haz al entrar y salir del material, llamadas pérdidas de Fresnel. Estas se calculan de la siguiente manera:

$$L_{Fresnel} = 10 \log(1 - R) = 10 \log \left[1 - \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2 \right] \quad (3)$$

donde R es la reflectividad, y n_1 y n_2 son los índices de refracción de los dos medios.

En segundo lugar, tenemos las pérdidas de acoplo. Estas pérdidas se deben a la diferencia entre la forma y dimensiones del modo que se inserta en la guía y el modo/s que se propaga en la guía. Introduciendo el factor de acoplamiento η :

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy E_I(x, y) E_T(x, y)}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy E_I^2(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy E_T^2(x, y) \right]^{1/2}} \quad (4)$$

donde E_I y E_T son la amplitud del campo eléctrico del haz incidente y transmitido respectivamente en la intercara de la guía. Se calculan las pérdidas de acoplo como:

$$L_{acop} = -20 \log \eta \quad (5)$$

Finalmente, las pérdidas de propagación corresponden a la fracción de luz que escapa de la guía en su tránsito. Estas pérdidas dependerán de las propiedades de absorción del material, de la distribución espacial de la modificación de índice de refracción en la zona modificada, de la longitud de la guía de onda, de su rugosidad, y escalan tipo Ryaleigh, (λ^{-4}). Es común encontrar éstas pérdidas de propagación expresadas como pérdidas de propagación por unidad de longitud.

En síntesis, la producción de una guía de buenas prestaciones por escritura directa implica generar estructuras cuyo modo sea lo más parecido posible al de la fibra de acoplo y con unas pérdidas de propagación tan bajas como sea posible, dado que las pérdidas de Fresnel solo pueden evitarse haciendo uso de aceites de acoplo de índice, lo que no siempre es posible.

C. Problemas asociados a la escritura directa de guías de onda

De forma muy resumida, los problemas asociados a la producción de estructuras fotónicas en dieléctricos mediante procesado no lineal son de tres tipos. En primer lugar, incluso en ausencia de problemas derivados de efectos ópticos no-lineales durante la propagación del haz, el producir estructuras con sección transversal circular presenta el problema de que el volumen focal, por si mismo esta elongado en la dirección de propagación y afectado por problemas de aberración esférica causados por la refracción del haz en la intercara aire-material (normalmente aire-vidrio). Estos efectos han sido objeto de estudios detallados y existen diferentes estrategias que permiten minimizarlos [2], [3], [7].

En segundo lugar, no siempre es posible encontrar en cualquier material dieléctrico unas condiciones de procesamiento que permitan generar una modificación estructural acompañada de una modificación de índice positiva. Como ya se ha indicado más arriba, incluso en materiales en los que la irradiación produce zonas de índice deprimido es posible escribir estructuras guiantes extremadamente eficientes combinando varias estructuras de índice deprimido [8]. Debe destacarse, no obstante, que si se genera un contraste de índice positivo, sus valores típicos máximos están en el entorno de $\Delta n = 10^{-3}$.

En tercer lugar, aparecen los efectos de propagación no-lineal, que constituyen uno de los problemas más arduos para la producción de estructuras eficientes. Ello es especialmente relevante en un gran número de materiales funcionales de alto índice de refracción (lineal y no-lineal). En cualquier material, el índice de refracción que experimenta un haz que se propaga en su interior depende de la propia intensidad del haz [9], lo que se conoce como efecto Kerr óptico.

$$n = n_0 + n_2 I \quad (6)$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal y n_2 el índice de refracción no lineal o índice Kerr. En general, n_2 es pequeño ($\cong 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$), con lo que su efecto es despreciable en el caso de haces continuos. Sin embargo, para pulsos energéticos en el régimen de ps y fs su contribución tiene efectos muy notorios.

El efecto Kerr da lugar a fenómenos como el autoenfoco no-lineal (causado por la dependencia espacial del perfil de intensidades del haz) y la automodulación de fase (causada por la dependencia temporal del perfil temporal de intensidades del pulso) que deterioran la forma en la que la energía se deposita en el seno del medio, deformando el volumen focal. Efectos no-lineales asimismo indeseables y relacionados con la propia absorción no-lineal en el medio son la aparición de fenómenos de filamentación y agotamiento prefocal [10], [11]. Todos estos efectos pueden hacer que la zona en la que se deposita la energía sufra una gran distorsión o reducir enormemente la eficiencia del proceso [10],

D. Estrategias para optimizar el proceso de escritura

La escritura de elementos fotónicos mediante procesamiento no-lineal ha sido objeto de investigación intensa durante los últimos quince años aproximadamente [1], [3]. Parte de las estrategias desarrolladas para optimizar las prestaciones de las guías de onda producidas por escritura directa con pulsos láser ultracortos en dieléctricos se han descrito en el apartado

anterior. Existen otras, no obstante. De entre ellas cabe destacar, por su carácter más innovador o reciente, la utilización de haces conformados espacial y/o temporalmente, y la utilización de fuentes de pulsos ultracortos energéticos de muy alta frecuencia de repetición. A continuación se comentan brevemente estas dos aproximaciones que son en las que se ha centrado la labor desarrollada en este trabajo: el uso de haces conformados espacialmente y el uso de fuentes láser de alta frecuencia de repetición.

Conformación espacial o temporal del haz

Una de las estrategias más versátiles para optimizar la estructuración de materiales usando pulsos ultracortos es modificar su perfil temporal o espacial de intensidad. En el primer caso, el objetivo es modificar el ritmo al que se deposita la energía en el medio utilizando pulsos de forma arbitraria con el objeto de acompasar el ritmo de acoplo de energía a determinadas rutas de transformación [12], por ejemplo favoreciendo los procesos de absorción multifotónica frente a los procesos de avalancha [13]. Ello se consigue manipulando el espectro del pulso en sistemas de compresión-expansión temporal [14]. Cada una de las componentes de frecuencia del pulso que depositan energía en el material tiene una escala de tiempos de llegada al material (*tiempo de vuelo*) bien definida, mientras que la escala de tiempos para los diferentes procesos de relajación depende del material con el que interacciona el pulso [15]. Al cambiar el perfil temporal del haz mediante técnicas de manipulación espectral, cambia la manera en la que el haz interactúa con el material. De esta manera se puede potencialmente conseguir solventar parte de los problemas generados por la propagación no lineal.

En el segundo caso, lo que se modifica de forma controlada es el perfil espacial del haz, ya sea cambiando su distribución de intensidad (mediante aperturas u otros elementos) o su frente de onda (hologramas y moduladores espaciales de luz). Así, se puede conseguir generar efectos durante la propagación (lineal) que compensen los derivados de las no-linealidades que experimenta el haz o las aberraciones de frente de onda [16].

Alta frecuencia de repetición

Otra estrategia posible para evitar los problemas de la propagación no lineal es reducir la intensidad del haz incidente de manera que los efectos de la propagación no lineal sean mínimos. Sin embargo, al reducir la intensidad del haz, se reduce también la energía que se puede acoplar en el material por absorción no lineal, y por lo tanto, la energía depositada., lo

que redundan en transformaciones mucho más sutiles que pueden no ser suficientes para facilitar la formación de zonas de guiado.

Hasta ahora, en lo que se ha descrito, se ha asumido que el láser de escritura tiene una frecuencia (suficientemente baja, en el orden de kHz) de tal manera que la separación temporal entre pulsos de irradiación no genera efectos acumulativos (separación entre pulsos mayor que el tiempo característico necesario para la difusión de calor desde la región focal). Si se aumenta la frecuencia de repetición suficientemente puede conseguirse que al incidir un pulso sobre el material, aún no se haya disipado el calor generado por el pulso anterior. De esta manera, se puede aumentar la tasa de energía depositada en la red, aun con pulsos que individualmente sean poco energéticos, favoreciendo diferentes procesos térmicos y consiguiendo la modificación de índice de refracción deseada. El reciente desarrollo de amplificadores de fs de fibra dopada ha posibilitado recientemente de forma muy exitosa el uso extendido de esta aproximación [17].

2. Objetivos y metodología del proyecto

El objetivo de este trabajo es profundizar en el estudio de estrategias para minimizar los problemas debidos a la propagación no lineal del haz de irradiación en la escritura de guías de onda. De entre las posibles aproximaciones para este fin, considerando las diferencias intrínsecas del procesamiento de elementos fotónicos a alta y baja frecuencia de repetición, se han abordado dos estrategias diferentes a fin de generar resultados de naturaleza práctica.

En la primera, destinada a la mejora de procesos de escritura a baja frecuencia, el objetivo último es utilización de haces conformados espacialmente para compensar los efectos de propagación no lineal. Para ello, dada la complejidad del problema, se ha desarrollado un *software* de simulación destinado a predecir el aspecto (tamaño y forma) del perfil de depósito de energía en la región focal de un haz con perfil espacial de fase e intensidad inicial arbitrario.

Como primera aproximación, se codifica la fase del frente de onda del haz inicial mediante la base ortogonal de polinomios de Zernike y el haz se propaga linealmente hasta la intercara aire-muestra en la que el haz ya ha comenzado a enfocarse. A partir de ese momento se usa un propagador que considera no solo la propagación lineal sino también la absorción multifotónica y el autoenfoco no-lineal para determinar la distribución de intensidades resultante en la región focal, lo que permite evaluar la forma y dimensiones de la zona que será transformada por el haz. Este método tiene la ventaja de permitir jugar de manera sencilla con la fase espacial del haz. Puesto que la propagación en el seno del material es no lineal, no

se puede calcular analíticamente el problema inverso, es decir, no se puede saber a priori qué frente de onda precompensa los efectos derivados de la propagación no lineal para dar lugar a un volumen focal con la forma deseada. Por lo tanto, se ha escogido un método de prueba y error en el que se analiza el efecto de diversas formas iniciales de frente de onda en determinadas condiciones de experimentación. De esta manera, probando con distintos haces iniciales, se pretende llegar a inferir el perfil aproximado que minimice los efectos de la propagación no lineal.

Dada la dificultad global de este objetivo, durante la duración del trabajo de maestría, se ha implementado un propagador lineal para haces con frente de onda arbitrario, codificado el frente de onda en forma de polinomios de Zernike y acoplado su salida a un propagador no-lineal ya disponible, realizando algunas simulaciones de propagación no lineal hasta el foco en un material con parámetros idénticos a los de un vidrio de fosfato dopado con Er e Yb. Los polinomios de Zernike suelen utilizarse en el análisis de aberraciones del frente de onda al permitir codificar su forma sobre una base ortogonal especialmente adecuada en función de la simetría del haz.

La segunda estrategia escogida es la de irradiar vidrio de fosfato dopado con Er e Yb, con propiedades análogas al empleado en las simulaciones, con un amplificador láser de fs de fibra dopada de alta frecuencia de repetición variable con el fin de encontrar una ventana de procesamiento que minimice los efectos de propagación no-lineal y simultáneamente permita fabricar guías de onda activas de buenas prestaciones. De esta manera, explorando los distintos parámetros de irradiación, (frecuencia de repetición, energía, velocidad de barrido, apertura numérica de la lente de escritura, ...), se pretende obtener guías de onda activa de altas prestaciones con potencial para amplificación de luz o acción láser. La elección del vidrio de fosfato obedece a sus destacables características como matriz para generar láseres [18] con altos niveles de dopado de Er e Yb para el desarrollo de amplificadores ópticos en la banda de comunicaciones a 1550 nm [2], [3].

3. Generación de un modelo de simulación de propagación no lineal

En esta sección se describe la estrategia para precompensar los efectos de la propagación no lineal del haz de irradiación dentro del material dieléctrico mediante la conformación espacial de un haz gaussiano. Los parámetros que se consideran en la simulación son el tamaño del haz (elíptico en general) y su frente de onda, expresado en la base de

polinomios de Zernike, las condiciones experimentales de irradiación (lente de escritura, profundidad de irradiación, energía y polarización del pulso,...) y los coeficiente ópticos del material (índices de refracción y coeficientes de absorción lineal y no-lineal). No se considera el uso de haces no gaussianos (haces *top - hat*, donut, Hermite - Gauss, etc.), o de frentes de onda complejos codificados en forma de hologramas sintéticos, aunque el adaptar el código a estos casos sería sencillo.

A. Descripción del experimento de irradiación simulado

El experimento que se quiere simular es el de la escritura de una guía de onda recta empleando un sistema de escritura como el esquematizado en la Figura 1. La conformación espacial de la fase se puede implementar experimentalmente mediante un modulador espacial de luz (SLM, por sus siglas en inglés *Spatial Light Modulator*). Este es un dispositivo capaz de introducir un mapa de fase rediseñado en el haz, modificando su frente de onda. Tal y como se ha indicado más arriba, dado que para generar en régimen lineal guías de onda de sección circular suelen emplearse haces elípticos, el software no considerará la forma en que se genera el haz inicial y se supondrá que se parte de un haz que ya es elíptico. De esta manera, únicamente calculará la propagación del haz desde el SLM. Una manera de convertir un haz circular en un haz elíptico es mediante un telescopio cilíndrico o la utilización de una rendija (en este caso se genera un haz cuasi-elíptico).

El experimento también incluye un elemento de enfoque que, por simplicidad, se asumirá como una lente delgada (no aberrante). Esta lente focaliza el haz dentro del material dieléctrico. También hay que tener en cuenta en la propagación el efecto de la interfaz aire –

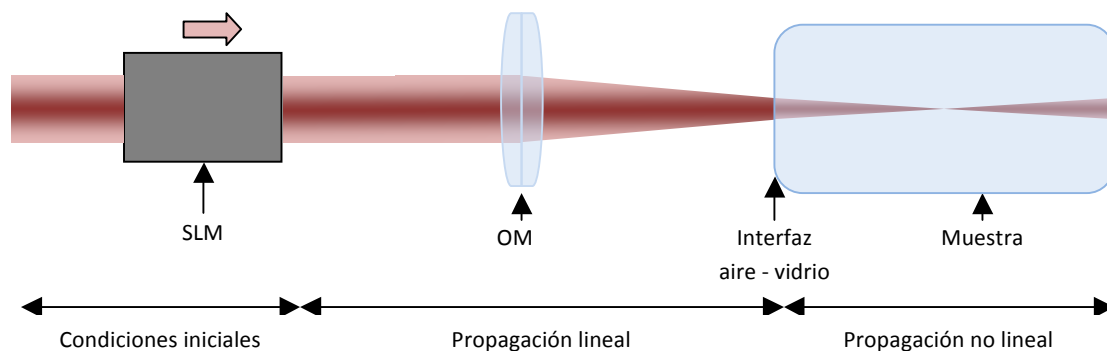


Figura 2: Esquema del experimento de escritura directa de guías. SLM es el modulador espacial de luz y OM el objetivo de microscopio, o cualquier otro sistema empleado para enfocar el haz en el interior de la muestra. Se indican las distintas etapas consideradas. Las condiciones iniciales comprenden todas las etapas previas a que el haz emerja del SLM. La propagación lineal se inicia cuando el haz ya ha emergido del SLM y termina cuando el haz ha entrado en la muestra, ya habiendo tenido en cuenta la interfaz aire-vidrio. La propagación no lineal (también la lineal) se lleva a cabo dentro de la muestra.

vidrio. Por último, se calcula la propagación del haz hasta el foco de la muestra, teniendo en cuenta los efectos no lineales. De esta manera, podemos dividir el proceso de simulación en dos partes, una en la que únicamente hay que considerar propagación lineal (desde el SLM hasta que el haz se ha introducido dentro del material dieléctrico) y otra en la que se tienen que considerar los efectos no lineales (propagación dentro de la muestra). Esta división se ilustra en la siguiente Figura 2.

B. Propagación lineal

La propagación por el espacio libre de un haz cualquiera se puede expresar, en aproximación de Fresnel, como [19]:

$$E(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \iint_{\Sigma} E(\xi, \eta) e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2+\eta^2)} e^{i\frac{k}{2z}(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta = R(z)[E(\xi, \eta)] \quad (7)$$

Siendo Σ la superficie en la que está definido el haz inicial en coordenadas ξ y η , y z la distancia que se propaga. Por otra parte, la expresión para el campo de un haz después de atravesar una lente delgada es:

$$E_2(x, y) = E_1(x, y) e^{-i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)} = Q\left(-\frac{1}{f}\right)[E_1(x, y)] \quad (8)$$

Donde E_2 representa el campo a la salida de la lente y E_1 el campo a la entrada.

Sin embargo, calcular la integral de (8) es muy costoso en términos de memoria y tiempo de cálculo. Puede demostrarse [19] que esta operación se puede descomponer en otras más sencillas y mucho más rápidas de implementar numéricamente:

$$R[d] = Q\left[\frac{1}{d}\right] v\left[\frac{1}{\lambda d}\right] FQ\left[\frac{1}{d}\right] \quad (9)$$

siendo,

$$v[b](E(x, y)) = b E(bx, by) \quad (10)$$

$$F(E(x, y)) = \iint_{\Sigma} E(x, y) e^{-i2\pi\xi x} e^{-i2\pi\eta y} dx dy \quad (11)$$

Con ello, se ha sustituido la integral por una transformada de Fourier bidimensional, cuya implementación en cálculo numérico mediante ordenadores está muy optimizada.

Mediante los operadores Q y R se puede calcular la propagación de cualquier haz a través de un sistema óptico que involucre únicamente lentes y propagación libre. De esta manera, el operador del sistema lineal que nos ocupa será:

$$S = R[z_2]Q\left[-\frac{1}{f}\right]R[z_1] \quad (12)$$

Aplicando las relaciones existentes entre estos operadores se llega al resultado de que el operador S se puede expresar como:

$$S = Q\left[(z_2 - f)^{-1} + \left(1 - \frac{z_2}{f}\right)^{-2} \alpha^{-1}\right] \nu \left[\frac{1}{\lambda \alpha} \left(1 - \frac{z_2}{f}\right)^{-1}\right] F Q\left[\frac{1}{\alpha}\right] \quad (13)$$

Esta es la expresión implementada en la parte del código que calcula la propagación lineal del haz, cuya fase inicial es codificada mediante una combinación de polinomios de Zernike.

C. Propagación no lineal

Consideremos ahora la propagación no lineal. Esta se rige por la denominada ecuación de Schrödinger no lineal [20]:

$$2ik\partial_z A + \nabla_{\perp}^2 A + \frac{n_2 k^2}{\eta_0} |A|^2 A + ik\beta_K \left(\frac{n_0}{2\eta_0}\right)^{K-1} |A|^{2K-2} A = 0 \quad (14)$$

Donde k es el número de ondas, A es la amplitud de campo eléctrico definida como $E(x, y, z, t) = A(x, y, z, t) \exp[i(kz - \omega t)] / 2 + cte$, n_2 el índice de refracción no lineal y β_K el coeficiente de absorción multifotónica en un proceso a K fotones. En la expresión (14), el primer término representa la propagación lineal, el segundo término representa la difracción, el tercer término representa la propagación no lineal (hay que destacar que es proporcional a $n_2 I$), y el cuarto término representa la absorción de K fotones.

Hay que destacar en este punto que al emplear la ecuación de Schrödinger no lineal según la expresión (14), no se están teniendo en cuenta las dependencias temporales, trabajando como si se dispusiera de un láser continuo. El utilizar una aproximación de régimen estacionario tiene la ventaja de reducir enormemente el tiempo de cálculo y al mismo suministrar una idea bastante aproximada del perfil de depósito de energía en la región focal.

Por otra parte efectos transitorios, como la aparición de auto-desenfoco por plasma [4], contribuyen a reducir los efectos de autoenfoco no-líneal con lo que el resultado obtenido es en cierto modo una cota superior para el efecto de las no-linealidades sobre la forma efectiva del volumen focal.

Para la propagación con efectos no lineales se emplea un software basado en un propagador GAFFE¹ [21]. Este propagador emplea un método del tipo *Split Step Method*, que se basa en dividir la propagación en numerosos pasos. En cada uno de estos pasos, los operadores lineales y no lineales actúan sobre el haz independientemente de forma sucesiva, como si no interfirieran (ello es válido si el paso considerado es suficientemente pequeño) y después se suman sus contribuciones. Además, para reducir el tiempo de cálculo a valores aceptables, el *software* permite ajustar el tamaño del paso y de la rejilla de muestreo del haz.

D. Resultados

a. Propagador lineal

En lo que sigue se presentan diferentes ejemplos de la utilización del software de propagación lineal desarrollado para diferentes de haces iniciales. Para todos ellos, se han mantenido fijos los parámetros de distancia SLM-lente (5 *cm*), distancia focal de la lente (10 *mm*) y profundidad dentro de la muestra (100 μm).

En primer lugar, se presenta el resultado de propagar un haz elíptico con un radio de curvatura infinito (frente de onda plano). Con el fin de comprobar la bondad del código desarrollado, se ha simulado esta situación también mediante el formalismo de matrices ABCD, como se muestra en la Figura 3. Se ha realizado el mismo procedimiento para un haz con astigmatismo como se muestra en las Figuras 3c y 3d a efectos de comparación. Debe notarse que el uso del formalismo de matrices no es válido para haces con frentes de onda más complejos y que involucren otro tipo de aberraciones de frente de onda.

Se puede observar que los resultados obtenidos mediante los dos métodos son idénticos en ambos casos. El perfil transversal de intensidad del haz astigmático propagado es diferente al perfil del haz no aberrado, precisamente debido a su astigmatismo que hace que los dos ejes del haz muestren divergencias diferentes. El resultado es el esperado, el haz astigmático ha sufrido cierta divergencia en la dirección *x*, mientras que se ha enfocado más en la dirección *y*.

¹ Este *software* fue desarrollado por el Dr. Edward J. Grace del Imperial College.

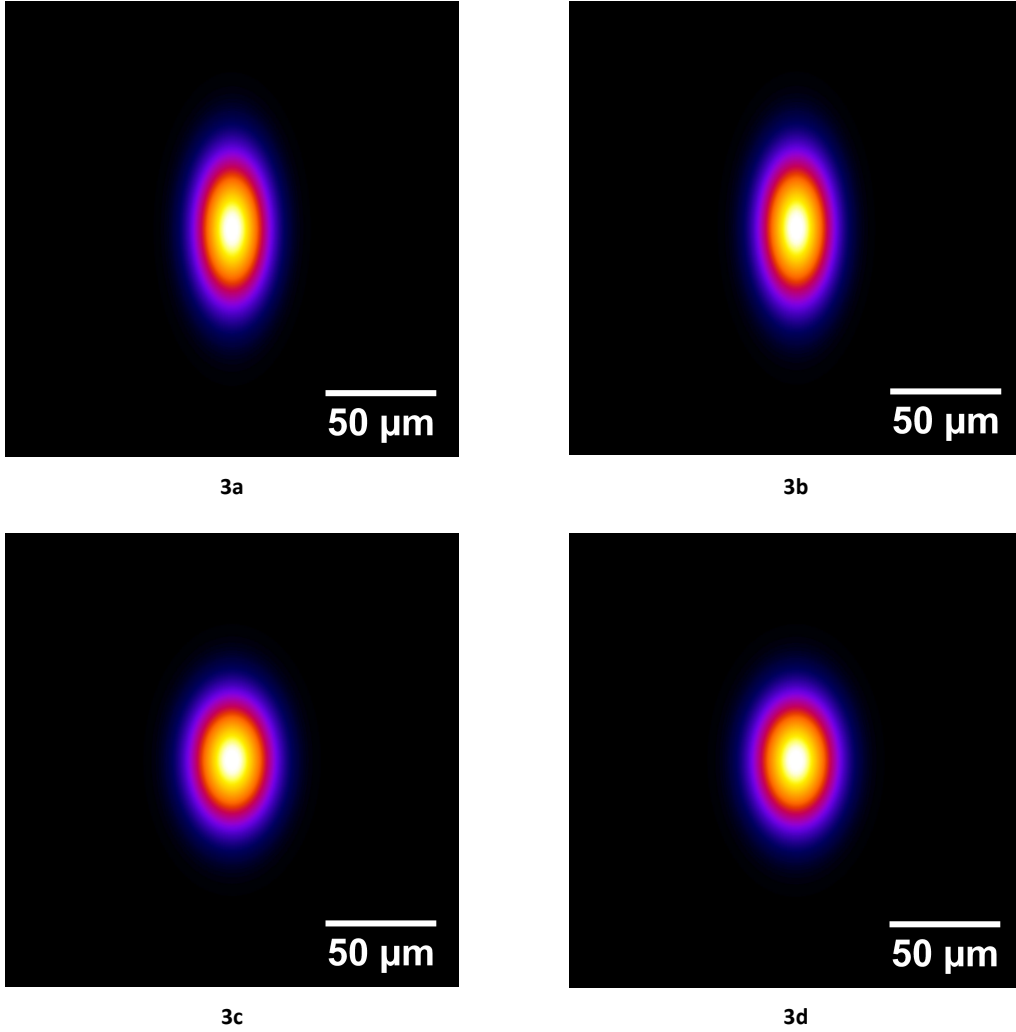


Figura 3. Perfil transversal de intensidad al propagar un haz elíptico sin aberraciones (3a) y (3b) y un haz elíptico astigmático (3c) y (3d) mediante el formalismo de operadores, (3a) y (3c); y mediante el formalismo de matrices ABCD, (3b) y (3d). Los haces iniciales tenían una anchura de 2 y 4 mm en las direcciones x e y respectivamente, y el haz astigmático tenía un radio de curvatura de 8 m, positivo en la dirección x y negativo en la dirección y .

Se muestra a continuación el efecto de propagar un haz con un frente de onda con varias aberraciones, definidas mediante polinomios de Zernike. En concreto, se introducirán aberraciones de *tilt* (inclinación de frente de onda) y coma, de la manera expresada en la ecuación (15). El parámetro Z_6 incluye ambas aberraciones.

$$\phi = k Z_6 (3\rho^3 - 2\rho) \cos \theta \quad (15)$$

Donde ϕ es la fase del campo, Z_6 es un parámetro con dimensiones de longitud, y ρ y θ son coordenadas polares normalizadas. ρ está normalizado al radio del haz (en su caso al mayor de los dos ejes, para haces elípticos) y por lo tanto es adimensional.

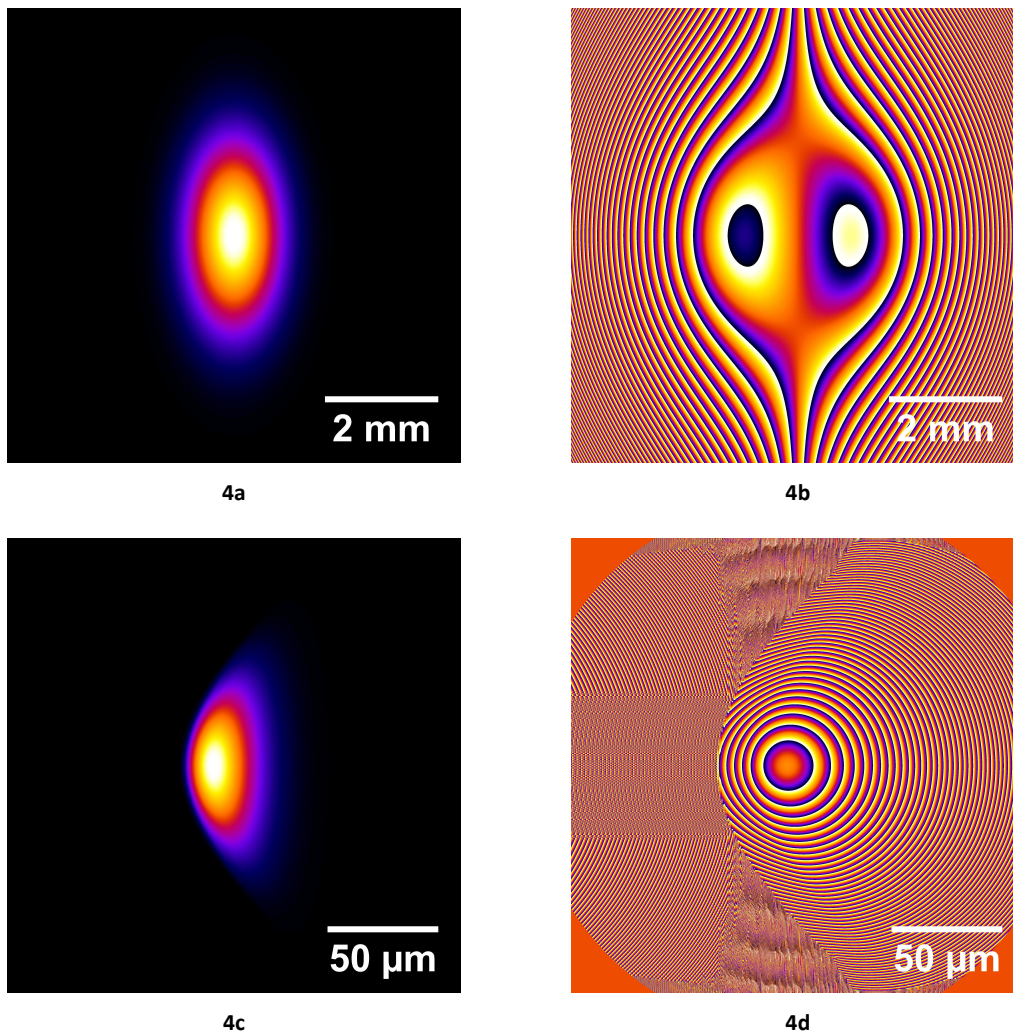


Figura 4. Resultado de propagar un haz elíptico de 2 y 4 mm de anchura inicial en los ejes x e y respectivamente, y aberrado con $Z_6 = 10^{-6} m$ (aberraciones de tilt y coma). La figura (4a) muestra el perfil de intensidad del haz inicial y la figura (4b) muestra su perfil de fase. En la figura (4c) se muestra el perfil de intensidad final del haz, y en la figura (4d) su fase. Hay que destacar que la fase se muestra en módulo 2π , correspondiendo los saltos de blanco a negro al paso de 2π a 0.

El resultado puede verse en la Figura 4. El haz ya no es gaussiano elíptico debido a la aberración de coma. En la imagen (4b), que muestra la distribución de fase final del haz donde puede verse que hay ciertas zonas en que la fase es caótica. Esto se debe a que las variaciones de fase son muy bruscas al encontrarse en el límite de resolución del muestreo, sufriendo por ello *aliasing*. Este resultado no podría obtenerse mediante el método de matrices ABCD.

Estos son solo tres ejemplos de las posibilidades del *software* de propagación lineal desarrollado. Puede representar y propagar correctamente un haz cuya aberración se pueda expresar en polinomios de Zernike de grado inferior a once. En la Figura 5 se muestran dos ventanas de la interfaz gráfica del programa.

Propagador

Parametros de la Simulacion

Numero de puntos en z

100

Distancia en z que se muestra (m)

5e-005

Numero de puntos en x e y

3000

Distancia que se muestra en x e y (m)

2e-004

Tolerancia

20

Parametros de la Muestra

Indice de refraccion

1.56

Indice de refraccion no lineal (m^2/W)

1e-022

Profundidad en la muestra (m)

0.0001

Coef multifotonico (χ)

3

Coef ionizacion multifot (m^2K / W^N)

2e-030

Parametros de Haz

Curvatura (m)

Inf

Radio del haz en la direccion x (m)

0.002

Radio del haz en la direccion y (m)

0.004

Irradiancia (W / m^2)

0.001

Longitud de onda (m)

1.05e-006

Duración de pulso (s)

3.5e-013

Parametros de Montaje

Focal de la lente (m)

0.01

Radio de la apertura (m)

Inf

Distancia SLM-objetivo

0.05

Ejecutar calculo

Haz aberrado

5a

HazAberrado

Perfil de aberracion

Mostrar aberraciones

Propagar el haz

Coeficientes de aberracion

Z0	0	Z10	0	Z20	0	Z30	0
Z1	0	Z11	0	Z21	0	Z31	0
Z2	0	Z12	0	Z22	0	Z32	0
Z3	0	Z13	0	Z23	0	Z33	0
Z4	0	Z14	0	Z24	0	Z34	0
Z5	0	Z15	0	Z25	0	Z35	0
Z6	1e-6	Z16	0	Z26	0	Z36	0
Z7	0	Z17	0	Z27	0		
Z8	0	Z18	0	Z28	0		
Z9	0	Z19	0	Z29	0		

5b

Figura 5. En esta figura se muestra la interfaz gráfica del *software* generado . En la figura (5a) se pueden cambiar las magnitudes iniciales del haz, del montaje experimental y diversos parámetros de la simulación. En la figura (5b) se muestra la interfaz que genera la aberración inicial del haz mediante polinomios de Zernike.

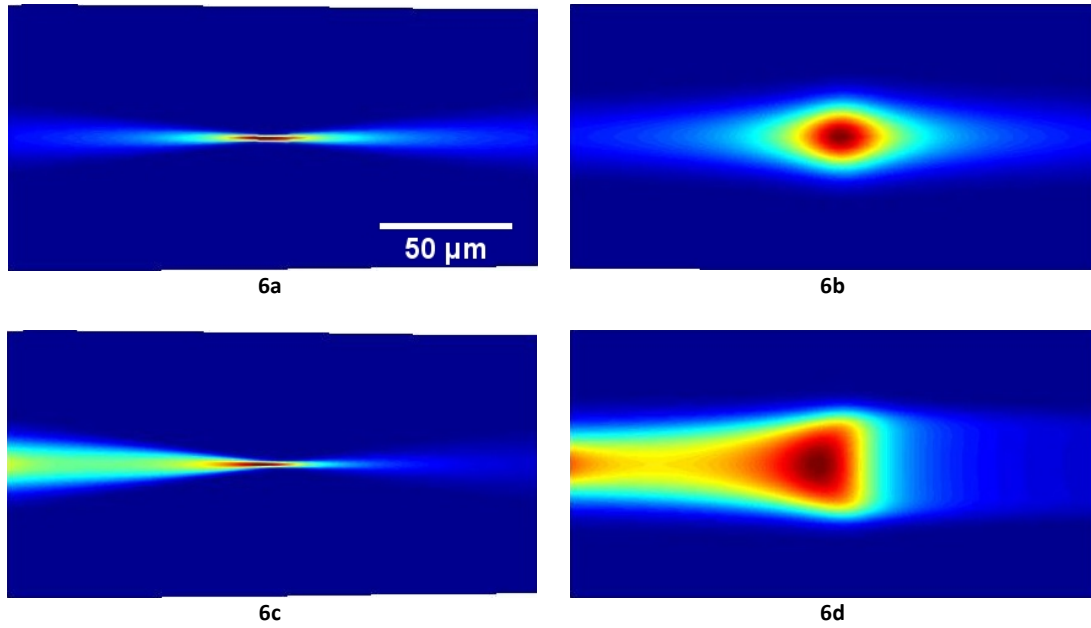


Figura 6. En esta figura están representadas los perfiles de irradiación X-Z (6a) y (6c), y los perfiles Y-Z (6b) y (6d) de un haz de 2 y 0.2 mm de radio en las direcciones x e y . En las Figuras (6a) y (6b) la propagación es estrictamente lineal, mientras que en las Figuras (6c) y (6d) la propagación es no lineal con los parámetros $n_2 = 10^{-22}$ y $\beta_3 = 2 \times 10^{-30}$, duración de pulso $\Delta t = 120 \times 10^{-15}$ e irradiancia $I = 10^8 \text{ W/m}^2$.

b. Propagador no lineal

Como se ha visto en la sección anterior, se puede calcular la propagación de un haz gaussiano con una fase espacial (frente de onda) arbitraria a través del sistema óptico de escritura directa de guías de onda. Añadiendo la propagación no lineal dentro del material dieléctrico, se puede calcular la distribución de intensidad dentro del material y probar distintos haces iniciales para intentar precompensar los efectos de la propagación no lineal. Los parámetros utilizados corresponden a un proceso real de escritura en un vidrio de fosfato con los parámetros indicados en la Figura 5.

En la Figura 6 se muestran algunos resultados ilustrativos. En la Figura (6a) y (6b) se ve la distribución de irradiancia de un haz elíptico de radio 2 mm y 0.2 mm en las direcciones x e y respectivamente bajo propagación estrictamente lineal (esto se consigue poniendo a cero los parámetros n_2 y β_K). Se puede ver que hay una sección cuasi-circular, que se aproxima a la idónea para la escritura de guías. En las figuras (6c) y (6d) se ha propagado el mismo haz, pero introduciendo parámetros no lineales ($n_2 = 10^{-22}$ y $\beta_3 = 2 \times 10^{-30}$, duración de pulso $\Delta t = 120 \times 10^{-15}$ e irradiancia $I = 10^8 \text{ W/m}^2$). En este caso, la propagación no lineal rompe la simetría del volumen focal, destruyendo a efectos prácticos el efecto de la rendija.

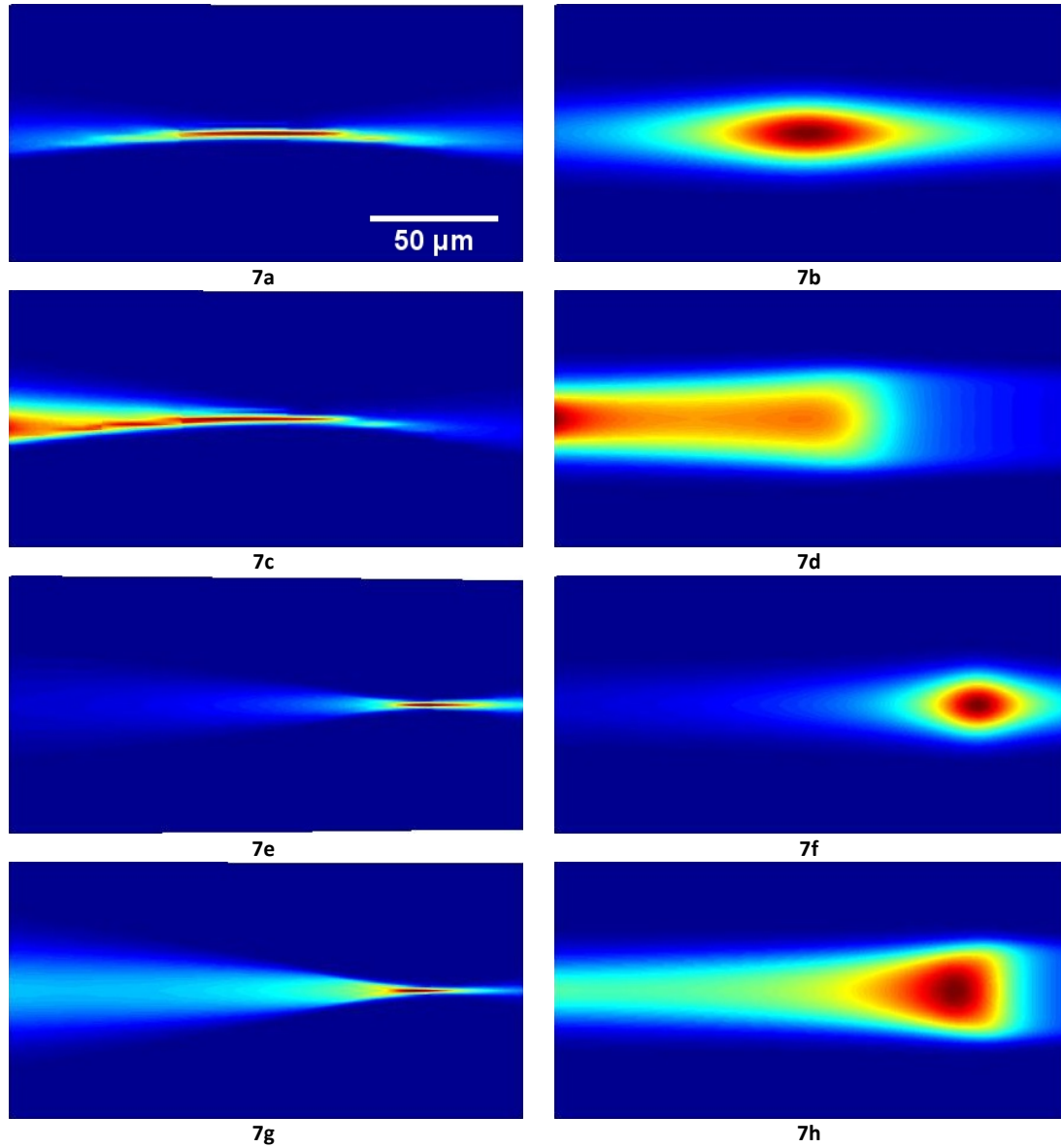


Figura 7. En esta figura están representadas los perfiles de irradiación X-Z (7a), (7c), (7e) y (7g), y los perfiles Y-Z (7b), (7d), (7f) y (7h) de un haz de 2 y 0.2 mm de radio en las direcciones x e y . En las Figuras (7a), (7b), (7e) y (7f) la propagación es estrictamente lineal, mientras que en las Figuras (7c), (7d), (7g) y (7h) la propagación es no lineal con los parámetros $n_2 = 10^{-22}$ y $\beta_3 = 2 \times 10^{-30}$, duración de pulso $\Delta t = 120 \times 10^{-15}$ e irradiancia $I = 10^8 \text{ W/m}^2$. Las cuatro primeras figuras corresponden a la propagación de un haz con aberración de coma ($Z_6 = 10^{-7} \text{ m}$) y las cuatro últimas a la propagación de un haz con aberración de foco ($Z_3 = 5 \times 10^{-7} \text{ m}$).

En la Figura 7 se ilustran algunos ejemplos de la propagación lineal y no lineal del haz elíptico, pero en este caso con frentes de onda con aberraciones introducidas a voluntad. En las Figura (7a) y (7b) presenta la propagación lineal de un haz con aberración de coma ($Z_6 = 10^{-7} \text{ m}$), mientras que en las figuras (7c) y (7d) se emplea propagación no lineal. Se pueden apreciar fácilmente los efectos de la aberración y de la propagación no lineal en el volumen focal. Finalmente, en las Figuras (7e) y (7f) se ha propagado sin efectos no lineales un haz con aberración de foco ($Z_3 = 5 \times 10^{-7} \text{ m}$), y en las Figuras (7g) y (7h) el mismo haz en propagación no lineal.

Si bien en los meses en los que se ha desarrollado el trabajo no hemos llegado a disponer de tiempo suficiente para realizar grupos exhaustivos de simulaciones para encontrar las condiciones necesarias para precompensar los efectos de propagación no-lineal, los resultados presentados claramente indican que se ha generado de una herramienta potente para cometer este objetivo.

4. Escritura de guías de onda

Esta sección está dedicada a la producción de guías de onda cuyas prestaciones se analizan en detalle. En este caso, se ha seguido la estrategia de emplear un láser de alta frecuencia de repetición para minimizar los efectos no deseados producidos por la propagación no lineal. El material dieléctrico seleccionado para ello es un vidrio de fosfato dopado con distintas concentraciones de Eb e Yb y parámetros ópticos similares a los empleados en las simulaciones del apartado anterior.

A. Montaje experimental

Para llevar a cabo esta parte del trabajo, se ha hecho uso de dos montajes experimentales distintos (escritura de guías y caracterización). A continuación se ofrece una breve descripción de ambos.

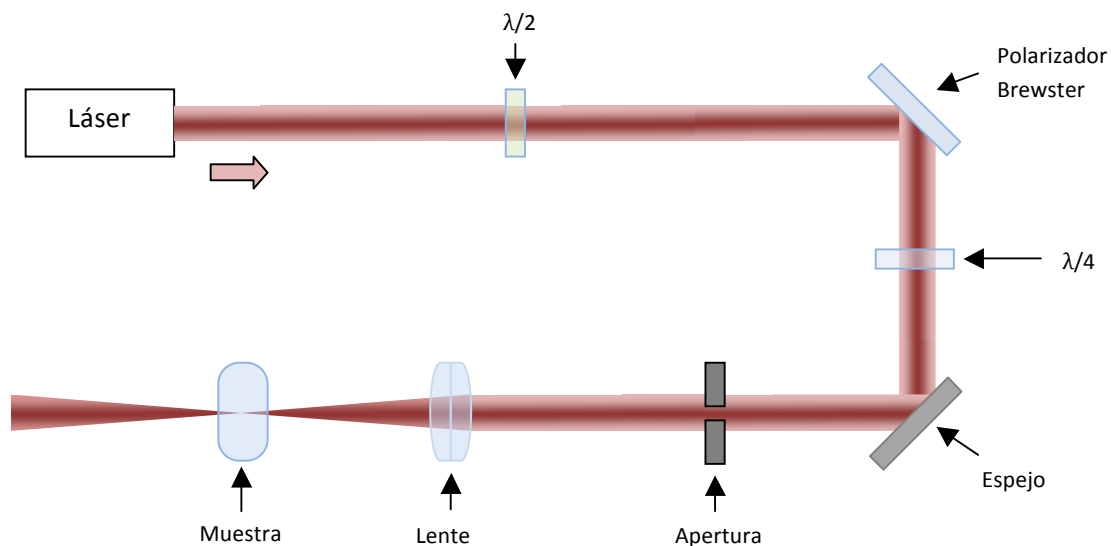


Figura 8. Esquema del montaje experimental de escritura de guías de onda a alta frecuencia de repetición. El haz emerge del láser, atraviesa una lámina $\lambda/2$, se refleja en un polarizador tipo Brewster de doble paso, atraviesa una lámina $\lambda/4$, una abertura y se enfoca mediante una lente dentro de la muestra

Sistema de escritura

El esquema de este montaje experimental se muestra en la Figura 8. El modelo de láser utilizado para irradiar el material es un láser Tangerine de la marca Amplitude Systems, capaz de generar pulsos en torno a 370 fs de duración con una longitud de onda centrada en 1030.6 nm , a una frecuencia de repetición seleccionable entre 80 kHz y 2 MHz y una potencia media máxima de 20 W a la máxima frecuencia (lo que equivale a un máximo de $10\text{ }\mu\text{J/pulso}$). Para controlar la potencia del haz, se emplea una lámina $\lambda/2$ y un polarizador tipo Brewster de doble paso. A continuación, para transformar el haz de irradiación (circular) en uno cuasi-elíptico, se introduce una rendija cuya anchura se puede seleccionar con una resolución de $10\text{ }\mu\text{m}$. A continuación se coloca una lámina $\lambda/4$ con sus ejes rápido y lento debidamente orientados para que el haz tenga polarización circular. Finalmente, el haz se enfoca dentro de la muestra con una lente. Durante el desarrollo del trabajo se probaron varias lentes para trabajar con distintas aperturas numéricas.

La muestra de material dieléctrico se mueve empleando una plataforma de movimiento continuo de la marca Aerotech (modelo ANT95-50) para los ejes Y – Z, y una plataforma de movimiento continuo sobre un colchón de aire también de la marca Aerotech (modelo ABL10050). Esta plataforma permite un movimiento entre $1\text{ }\mu\text{m/s}$ y 10 mm/s , con una resolución en la posición de $10\text{ }\mu\text{m}$. Además, la muestra se monta sobre una montura *yaw-pitch* con una resolución de 10 segundos de arco que permite alinearla de manera que quede perpendicular al haz de irradiación.

Una vez que la muestra ha sido procesada, se pulen las caras de entrada y salida de la guía, con un grano final de $0.5\text{ }\mu\text{m}$. De esta manera las guías quedan listas para ser caracterizadas.

Sistema de caracterización pasiva

Durante la caracterización pasiva, se determinan propiedades tales como los modos guiados y las pérdidas pasivas. El esquema del dispositivo experimental se muestra en la Figura 9. En el mismo se dispone de tres láseres de diodo que operan a 633 nm , 980 nm y $1420\text{-}1640\text{ nm}$ (láser sintonizable), respectivamente. La señal de cualquiera de estos tres láseres se inyecta en la muestra mediante una guía de acoplo (Hi1060 Corning). Esta fibra se sustenta sobre un posicionador micrométrico de tres ejes. Un sistema de imagen lateral (con una resolución en torno a los $5\text{ }\mu\text{m}$) permite aproximar la guía a la muestra de forma controlada.

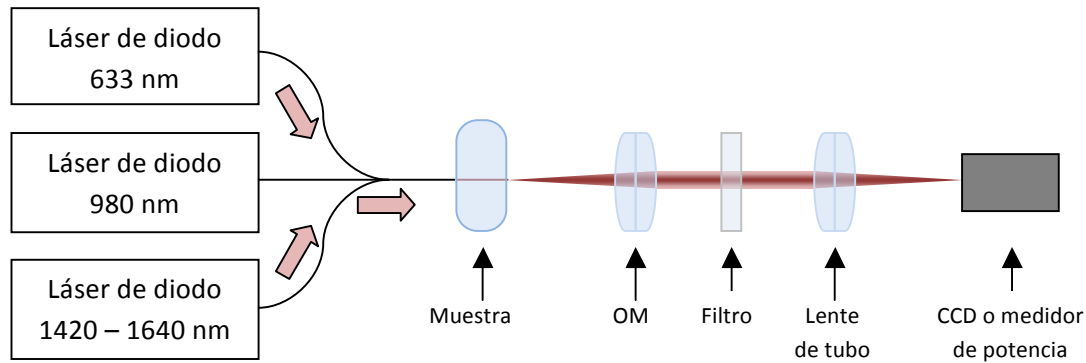


Figura 9. Montaje experimental del sistema de caracterización pasiva de guías de onda. El haz de cualquiera de los láseres de diodo se acopla en la guía de onda, y la señal a la salida es desacoplado por un objetivo de microscopio, para finalmente ser enfocada en una cámara CCD o en un medidor de potencia para medir sus características.

La muestra se coloca sobre un posicionador que permite ajustar los ángulos de manera que quede perpendicular a la fibra. La muestra, junto el posicionador, se colocan a su vez, sobre un traslacional de dos ejes, que permiten acoplar la señal de los láseres a la guía deseada. A la salida de la guía se sitúa un objetivo de microscopio de 50X (mitutoyo MIR Plan Apo de larga distancia de trabajo) enfocado en la cara de salida de la guía. El objetivo desacopla y colima la luz que emerge de la guía. Una rueda de filtros neutros permite atenuar la señal de salida cuando es necesario. Finalmente, una lente de tubo (distancia focal de 50 cm) enfoca la luz guiada bien en una cámara CCD (Goodrich modelo SU320-1.7 con sensor de InGaAs refrigerado) para registrar las imágenes de los modos guiados, bien sobre un medidor de potencia para calcular las pérdidas.

Con esta configuración, se pueden medir las pérdidas de acoplo y las pérdidas totales. Puesto que el índice de refracción del material es conocido, se pueden calcular las pérdidas de Fresnel, y por lo tanto, las pérdidas de propagación. Si en el montaje se elimina el objetivo de microscopio y la lente de tubo, el mismo montaje permite medir la apertura numérica (NA) de

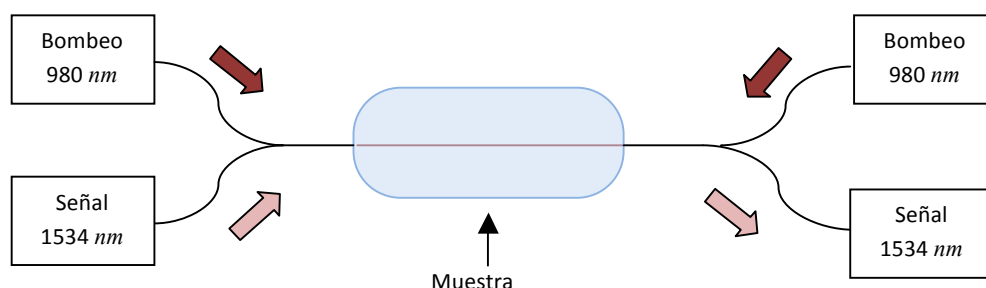


Figura 10. Montaje experimental del sistema de caracterización activa de guías de onda. Por ambos extremos de la guía se introducen haces de bombeo a 980 nm. La señal, a 1534 nm, es acoplada en un extremo de la guía y extraída por el otro.

la guía y determinar a partir de la misma el salto de índice de refracción generado (ver sección 1.B).

Hay que indicar que, debido a la naturaleza de este montaje experimental, cuando se miden pérdidas de guías de onda muy cortas (del orden de 1 mm o menores), es posible encontrar valores “nulos” o “negativos” de pérdidas de propagación. En realidad, las pérdidas de propagación siempre existen y son positivas. Estos valores inconsistentes simplemente indican que las pérdidas son muy pequeñas y están por debajo del límite de resolución de la medida, estimado en torno a 0.2 dB.

Sistema de caracterización activa

Para medir las propiedades activas de las guías de onda, se emplea un amplificador óptico implementado en el Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza¹. El esquema se muestra en la Figura 10. A la entrada y a la salida de la guía de onda, se coloca un multiplexor de doble entrada y salida única. Con el mismo pueden combinarse o separarse señales ópticas a 1530 nm y 980 nm. En una de las entradas del multiplexor se inserta una señal conocida a 1530 nm. Esta señal es recogida en la salida del otro multiplexor y su potencia medida. Por la entrada y la salida que quedan libres en los multiplexores, se introduce dos haces de bombeo a 980 nm, en sentidos co y contrapropagante con la señal. A la hora de determinar la ganancia inducida en la señal al bombear a 980 nm, se tienen en cuenta los efectos de emisión espontánea amplificada.

Apertura numérica	0.40 y 0.68
Dopaje (% peso Er / Yb)	2/4, 4/8
Frecuencia (kHz)	80, 125, 251, 503 y 625
Velocidad ($\mu\text{m/s}$)	Entre 10 y 500
Potencia (mW)	Entre 20 y 700

Tabla 1. Parámetros explorados durante el procesado de guías de onda. A la NA de 0.40 le corresponde una anchura de rendija de 450 μm , y a la de 0.68 una rendija de 810 μm .

¹ Las medidas con este dispositivo experimental se han realizado gracias a la colaboración de los Profesores Miguel Ángel Rebolledo y Juan Antonio Vallés, y de José Antonio Sánchez y Víctor Berdejo de la Univ. de Zaragoza (Depto. de Óptica)

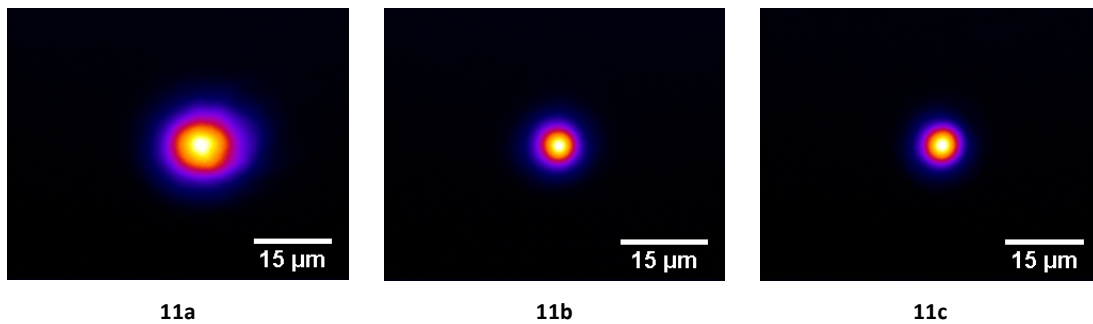


Figura 11. En esta figura se compara el tamaño del modo de una guía escrita con NA de 0.40 (9a), otra con AN de 0.68 (9b) y el modo guiado por la fibra (9c).

Conociendo las pérdidas de inserción, las pérdidas de Fresnel, y las pérdidas de los multiplexores, se puede calcular la ganancia relativa para un bombeo determinado. Cuando la señal que se recoge a la salida es igual que la inyectada en la guía, se obtiene una ganancia neta de 0 dB (propagación sin pérdidas de inserción).

B. Resultados

Se han explorado distintos parámetros para minimizar las pérdidas de la guía. Concretamente, se han probado dos aperturas numéricas diferentes para la lente que enfoca el haz dentro de la muestra, tres niveles de dopaje diferentes de Er e Yb, varias frecuencias de repetición, varias velocidades de la muestra y distintas potencias de haz. También se han probado dos anchuras de rendija distintas, cada una correspondiente a una AN. En la Tabla 1 se ofrece la información de todos los parámetros.

Los resultados más destacables obtenidos se ilustran en las figuras siguientes. El primero está relacionado con las dimensiones óptimas de la zona trasformada y su relación con la apertura numérica de la lente de escritura utilizada. La Figura 11 muestra una comparación entre tamaños de modos guiados a 1620 nm para diferentes aperturas numéricas de la lente de escritura. Tal y como se aprecia, con el fin de reducir al máximo las pérdidas de acoplo, la lente de NA 0.68 permite generar guías con un modo guiado de tamaño esencialmente idéntico al de fibra de acoplo utilizado lo que permite generar perdidas de acoplo esencialmente despreciables.

La Figura 12 ilustra el efecto de otros parámetros. En la misma se muestran varias gráficas con la dependencia de las pérdidas de varias de las guías procesadas. Las pérdidas que se reflejan en estas gráficas comprenden las de solapamiento (en la cara de entrada) y las de Fresnel en las caras de entrada y salida, así como las pérdidas de propagación para guías de 2 cm de longitud. En primer lugar destaca el hecho de que para una determinada NA en la lente

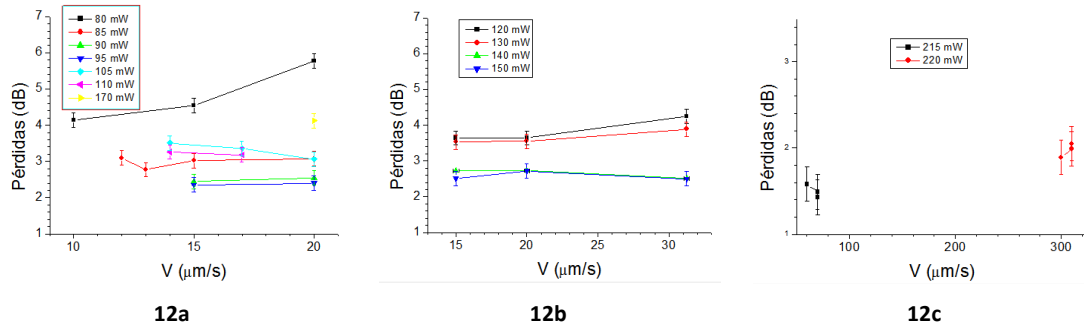


Figura 12. En esta figura muestran las pérdidas de varias guías de onda. En la figura (10a) las guías se escribieron sobre una muestra con dopaje 2/4, AN de 0.40 y frecuencia de 80 kHz. En la figura (10b) las guías se escribieron con dopaje 2/4, AN de 0.40 y frecuencia de 125 kHz. En la figura (10c) las guías se escribieron con dopaje 4/8, una AN de 0.68 y frecuencia de 503 kHz.

de escritura, las pérdidas de propagación en función de la velocidad de barrido de la muestra son menores y cuasi-constantes solo si se supera una determinada potencia media de escritura (Figura (12a)), para una frecuencia de repetición de 80 kHz). Ello se debe a que es necesario un umbral de energía para generar un cambio de índice que genere un buen grado de confinamiento óptico en la guía. En esta figura los valores de pérdidas para las potencias más altas están dominados por las pérdidas de acoplo asociadas a una AN menor (0.40) en la lente de escritura. Este mismo efecto puede apreciarse en guías escritas en condiciones similares pero a una frecuencia de repetición de 125 kHz en la Figura (12b). Finalmente, si se aumenta la apertura numérica, como se muestra en la Figura (12c), se produce una reducción importante de las pérdidas de acoplo. En este último caso, si se aumenta sustancialmente, de forma simultánea, la velocidad de barrido y la frecuencia de repetición, las pérdidas aumentan ligeramente respecto al valor mínimo. Las pequeñas variaciones observadas en la Figura 10c para pequeñas variaciones de velocidad a una potencia media de escritura dada, están dentro del margen de error experimental.

En cualquier caso, se aprecia que existen unas condiciones procesado que conducen a guías con las mejores pérdidas normalizadas, concretamente 1.43 dB de pérdida total de inserción, con los siguientes parámetros: dopado 4/8, AN de la lente de escritura 0.68, frecuencia de repetición de 503 kHz y 215 mW. En esta guía se realizaron medidas de caracterización activa. El resultado se muestra en la Figura 13. En ella se puede observar que se consiguió una ganancia neta superior a 2 dB con 1.4 cm de longitud.

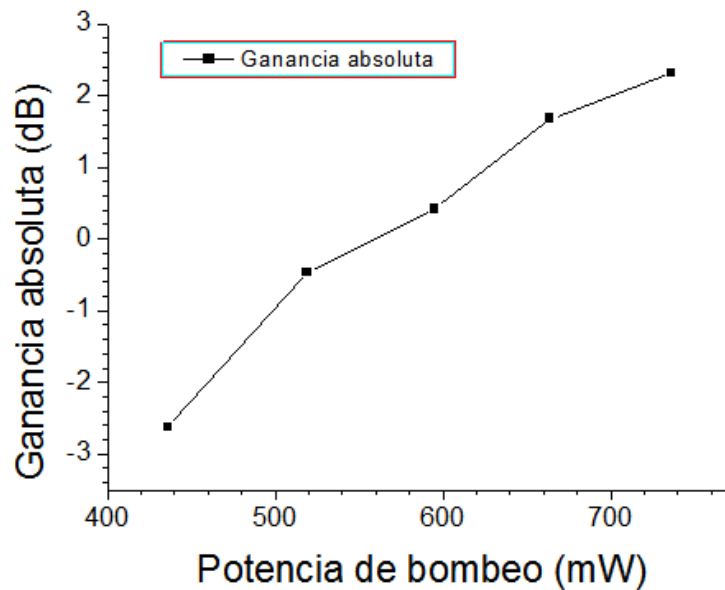


Figura 13. En esta figura se muestra la ganancia absoluta en función del bombeo.

Este resultado confirma la versatilidad del sistema de escritura directa a alta frecuencia de repetición para optimizar las propiedades de las guías de onda. Explorando los diversos parámetros experimentales se ha logrado procesar una guía de ondas capaz soportar ganancia óptica.

5. Conclusiones globales

A lo largo del desarrollo de este trabajo se han explorado diversas estrategias para procesar guías de onda en materiales dieléctricos.

Por una parte, se ha desarrollado una herramienta para predecir el comportamiento y perfil de depósito de energía de un haz gaussiano con un perfil de frente de onda arbitrario en un sistema de escritura de guías a baja frecuencia de repetición considerando efectos no lineales de propagación. Si bien, por falta de tiempo, no se han podido generar aun perfiles de fase capaces de minimizar los efectos de propagación, esta herramienta permitirá analizar el problema con un coste computacional asumible y generar nuevas expectativas para el control de los procesos no lineales durante el procesamiento de materiales dieléctricos.

Por otra parte, se ha explorado el procesamiento de guías de onda en vidrios reales de fosfato dopados con erbio e iterbio con pulsos de alta frecuencia de repetición. Variando los diversos parámetros que intervienen en la escritura de guías, se ha conseguido generar estructuras activas de muy bajas pérdidas, con una ganancia neta absoluta muy destacable (> 2dB) al ser bombeadas bidireccionalmente a 980 nm.

6. Agradecimientos

Agradezco la amable ayuda y supervisión de los codirectores de (Prof. Javier Solís y Dr. Alexandro Ruiz) y de la tutora (Dr. Gemma Piquero) de este trabajo, así como la inestimable ayuda de Andrés Ferrer y del resto del personal del Grupo de Procesado por Láser del Instituto de Óptica del CSIC, de los miembros (antes mencionados) del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza y del Dr. Edward Grace del Imperial College (por facilitar el acceso al propagador no lineal GAFFE) . Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Ministerio de Ciencia e Innovación a través del proyecto TEC2008-01183.

7. Bibliografía

1. R.R. Gattass, E. Mazur, *"Femtosecond laser micromachining in transparent materials"*, Nat. Phot. **2**, 219-25 (2008).
2. M. Ams, G.D. Marshall, P. Dekker, J.A. Piper and M.J. Withford, *"Ultrafast laser written active devices"*, Laser & Photon. Rev. **3**, 535–544 (2009).
3. G Della Valle, R Osellame, P. Laporta, *"Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses"*, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **11** (2009), 013001, (18pp).
4. S.S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R.E. Russo, G. Petite, P. Martin, *"Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics"*, App. Phys. A **79**, 1695–1709 (2004).
5. A. G. Okhrimchuk, A. V. Shestakov, I. Khrushchev, J. Mitchell, *"Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG: Nd³⁺ cristal by femtosecond laser writing"*, Opt. Lett. **30**, 2248-50 (2005).
6. D Homoelle, S Wielandy, A L Gaeta, N. F. Borrelli, C Smith, *"Infrared photosensitivity in silicaglasses exposed to femtosecond laser pulses"*, Opt. Lett. **24**, 1311-3 (1999).
7. V. Diez-Blanco, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, J. Solis, *"Deep surface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing"*, App. Phys. Lett. **91**, 051104 (2007).
8. J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte, A. Tünnermann, *"Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate"*, App. Phys. Lett., **89**, 081108 (2006).
9. R. L. Sutherland, D. G. McLean, S. Kirkpatrick, *"Handbook of nonlinear optics"*, Marcel Dekker, 2003.

10. W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, H. Fernández, J. Solis, *"Ultrafast Imaging of Transient Electronic Plasmas Produced in Conditions of Femtosecond Waveguide Writing in Dielectrics"*, Appl.Phys.Lett. **93**, 121109 (2008).
11. D. M. Rayner, A. Naumov, P. B. Corkum, *"Ultrashort pulse non-linear optical absorption in transparent media"*, Opt. Exp. **13** 3208 (2005).
12. A. Mermillod-Blondin, I. Burakov, Yu. Meshcheryakov, N. M. Bulgakova, E. Audouard, a. Rosenfeld, a. Husakou, I. Hertel, R. Stoian, *"Flipping de sign of refractive index changes in ultrafast and temporally shaped laser-irradiated borosilicate crown optical glass at high repetition rates"* Phys. Rev.B **77**, 1-8 (2008).
13. L. Englert, M. Wollenhaupt, L. Haag, C. Sarpe-Tudoran, B. Rethfeld, T. Baumert, *"Material processing of dielectrics with temporally asimetric shaped femtosecond laser pulses on nanometer scala"*, App. Phys. A **92**, 749-753 (2008).
14. A. Präkelt, M. Wollenhaupt, A. Assion, Ch. Horn, C. Sarpe-Tudoran, M. Winter, T. Baumert, *"Compact, robust and flexible setup for femtosecond pulse shaping"*, Review of Scientific Instruments **74**, 4950 (2003)
15. D. Puerto, J. Siegel, W. Gawelda, M. Galvan-Sosa, L. Ehrentraut, J. Bonse, and J. Solis, *"Dynamics of plasma formation, relaxation, and topography modification induced by femtosecond laser pulses in crystalline and amorphous dielectrics"*, J. Opt. Soc. Am. B **27**, 1065 (2010).
16. C Mauchair, A Mermillod-Blondin, N Huot, E. Audouard, R. Stoian, *"Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction"*, Opt. Exp. **16**, 5481-92 (2008).
17. S. M. Eaton, H. Zhang, P. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, A. Arai, *"Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate"*, Opt. Exp. **13**, 4708-16 (2005).
18. J. H. Campbell, T. I. Suratwala, *"Nd-doped phosfate glasses for high energy/high peak power lasers"*, Journal of Non-Crystalline Solids 263-264 (2000).
19. J.W. Goodman, *"Introduction to Fourier Optics"*, Mc Graw Hill International Editions, 1996.
20. A. Pasquazi, S. Stivala, G. Assanto, J. Gonzalo, J. Solis, C. N. Alfonso, *"Near-infrared spatial solitons in heavy metal oxide glasses"*, Opt. Lett. **32** 2103-05.
21. E. J. Grace, *"Generalized Adaptive Fast Fourier Evolver, a toolbox for solving evolutionary nonlinear Partial Differential Equations"*, <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/24016.GAFFE>, (2009).